

**Messung des Analysatorvermögens von Kohlenstoff - 12 für
elastische und inelastische Streuung von Neutronen der
Energie 14,2 MeV**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

RETO CASPARIS

aus

Thuisis und Bergün /GR

1974

aku-Fotodruck

Basel

1976

**Messung des Analysatorvermögens von Kohlenstoff - 12 für
elastische und inelastische Streuung von Neutronen der
Energie 14,2 MeV**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

RETO CASPARIS

aus

Thuisis und Bergün /GR



aku-Fotodruck

Basel

1976

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
auf Antrag der Herren,

Prof. Dr. R. Wagner und PD Dr. H. Rudin

Basel, den 12. November 1974

Prof. Dr. E. Kellenberger

Dekan



Inhaltsverzeichnis

	Seite
Abstract	1
I. Einleitung	2
II. Experimentelle Anordnung	
II. 1 Quelle polarisierter Deuteronen	3
II. 2 Flugzeitanordnung	3
II. 3 Elektronik	5
III. Messungen	
III. 1 Messung der Neutronenpolarisation	7
III. 2 Messung des Analysatorvermögens von Kohlenstoff	8
IV. Diskussion	14
Literaturverzeichnis	21
Verdankungen	22
Lebenslauf	23

Abstract

Polarized 14,2 MeV neutrons were produced with the $T(\vec{d}, \vec{n})^4\text{He}$ -reaction using polarized deuterons from an atomic beam source. Between 20° and 150° (Lab) the angular distribution of the analyzing power $A(\theta)$ for the $^{12}\text{C}(\vec{n}, n')^{12}\text{C}^*$ -inelastic scattering ($Q = -4,43$ MeV) and the neutron polarization $P(\theta)$ for the elastic $^{12}\text{C}(\vec{n}, n)^{12}\text{C}$ -scattering have been measured. A time of flight technique was used to separate elastically and inelastically scattered neutrons. Up to 90° a graphite cylinder served as scatterer, above 90° carbon recoils in a plastic scintillator gave an additional signal to reduce the background.

I. Einleitung

Im Energiebereich zwischen 10 und 20 MeV existieren nur wenige Messungen der Polarisierung der elastischen Neutronenstreuung an Kohlenstoff. Mack und Mertens ¹⁾ haben bei der Energie $E_n = 15,85$ MeV die Winkelverteilung mit einem Doppelstreuexperiment bis zu 80° gemessen. Von Sené et al. ²⁾ existieren Messungen zwischen 20° und 130° bei der Neutronenenergie von 14,1 MeV. Bei den Messungen von Steuer et al. ³⁾, ⁴⁾ bei 14,7 MeV zwischen 60° und 120° sind elastische und inelastische Streuung nicht getrennt.

Das Analysatorvermögen der inelastischen Streuung zum ersten angeregten Niveau ($Q = -4,43$ MeV) wurde unseres Wissens nur von Mack et al. ¹⁾ und von Sené et al. ²⁾ gemessen, wobei in beiden Fällen die grossen Messfehler eine theoretische Auswertung erschweren.

Unsere Quelle für polarisierte Neutronen (Neutronenpolarisation $\sim 0,5$) zusammen mit einer Flugzeitanordnung erlauben uns, vor allem die Messungen der inelastischen Streuung zu verbessern.

Eine Messung der Polarisierung resp. des Analysatorvermögens über den ganzen Winkelbereich rechtfertigt sich aus zwei Gründen. Kohlenstoff eignet sich, genaue Kenntnis des Analysatorvermögens vorausgesetzt, als Polarisationsdetektor besonders gut, da er in verschiedenen Verbindungen als Szintillator vorliegt. Zum zweiten erlaubt die Streuung mit polarisierten Projektilen eine bessere Bestimmung des Spin-Bahn-Terms im opt. Modell als die Streuung mit unpolarisierten Teilchen.

II. Experimentelle Anordnung

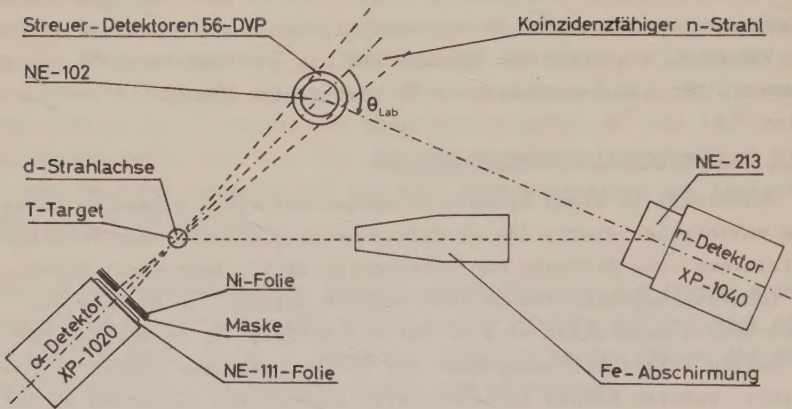
Auf die experimentelle Anordnung (Fig. 1 und 2) soll nur kurz eingegangen werden. Sie stimmt in den wesentlichen Punkten mit der Anordnung überein, wie sie B.Th. Leemann für ein $\vec{n}$ -p-Experiment ⁵⁾ und M. Preiswerk für ein $\vec{n}$ -d-Experiment ⁶⁾ beschrieben haben.

II. 1 Quelle polarisierter Deuteronen

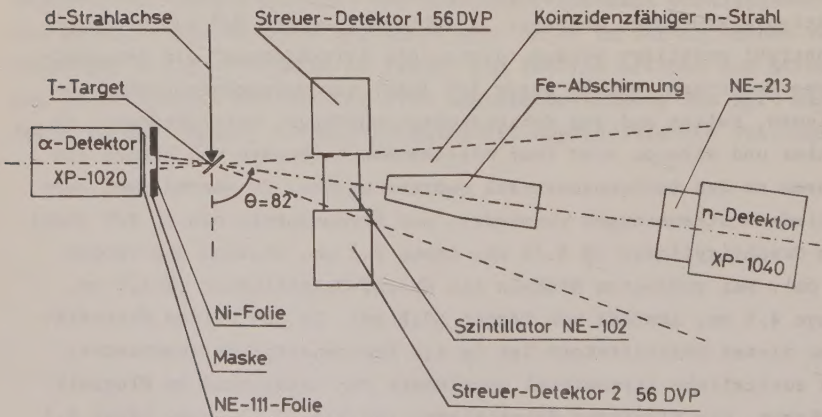
Die Deuteronen in einem Atomstrahl werden mit einem Schwachfeldübergang vektorpolarisiert; ein Starkfeldübergang erlaubt auch Tensorpolarisierung. Die Richtung der Vektorpolarisation kann durch Umpolen des Ionisatormagnetfeldes um 180° gedreht werden. Die Messung der Links-Rechts-Asymmetrie wird so auf die Messung der Streuraten für die beiden Polarisationszustände bei gleichbleibender Geometrie reduziert. Dadurch können instrumentelle Asymmetrien vermieden werden. Die Deuteronen ($I=0,5 \mu A$) der Energie 140 keV fallen auf ein Tritiumtarget (Tritium in Titan eindiffundiert mit Kupfer als Träger). Ueber die ${}^3H(\vec{\vec{n}}, \vec{\vec{n}}){}^4He$ -Reaktion werden polarisierte 14,2-MeV-Neutronen erzeugt.

II. 2 Flugzeitanordnung

Mit Hilfe einer Flugzeitanordnung werden elastisch und inelastisch gestreute Neutronen getrennt. α -Partikel, welche 90° zum Deuteronenstrahl emittiert werden, dienen als Zeitreferenz. Die dazugehörigen Neutronen, welche unter 82° (Lab) zum Deuteronenstrahl wegfliegen, fallen auf den Kohlenstoffstreukörper. Tritiumtarget, α -Zähler und Streuer sind fest miteinander verbunden und können als Ganzes um den Deuteronenstrahl gedreht werden. Es werden zwei verschiedene Streuertypen verwendet, bei Streuwinkeln bis zu 90° (Lab) ein Graphitzylinder ($\varnothing$ 3,15 cm, Länge 6,3 cm, Abstand vom Target 16 cm), bei grösseren Winkeln ein NE-102-Szintillator ($\varnothing$ 4,5 cm, Länge 4,5 cm, Abstand vom Target 17,8 cm). An den beiden Stirnflächen dieses Szintillators ist je ein Photomultiplier angebracht. Das zusätzliche Streusignal vermindert den Untergrund im Flugzeitspektrum. Ein flüssiger Szintillator (NE 213, $\varnothing$ 12,7 cm, Länge 5,1 cm) registriert die gestreuten Neutronen. Sein Abstand vom Streuer liegt je nach Streuwinkel zwischen 140 cm und 196 cm.



Figur 1: Schematischer Aufriss der Messanordnung



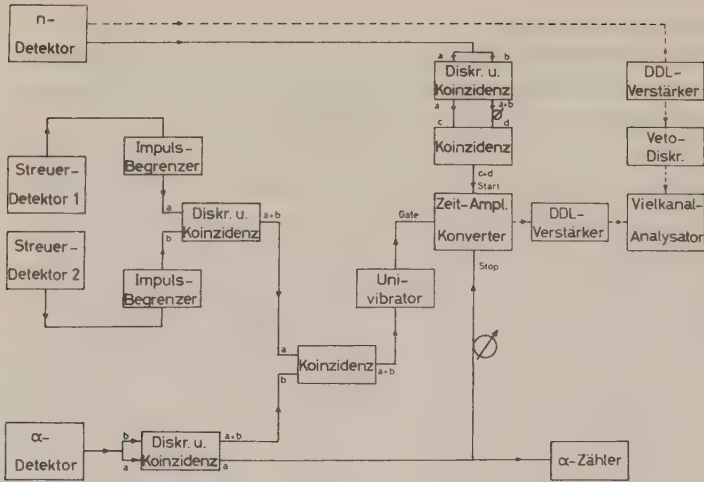
Figur 2: Schematischer Grundriss der Messanordnung

II. 3 Elektronik

Die Szintillatoren sind mit den in Fig. 1 und 2 angegebenen Sekundärelektronenvervielfachern versehen. Die Figur 3 zeigt das Blockschema, wie es in Messungen bei Winkeln oberhalb 90° Anwendung findet. Um die kleinen Kohlenstoffrückstossimpulse im Streuer gut vom elektronischen Rauschen trennen zu können, werden die schnellen Signale der beiden Multiplier zur Koinzidenz gebracht (Auflösungszeit $\tau = 3,5$ ns). Zu wahren Koinzidenzen geben vorwiegend Kohlenstoff- und Protonenrückstösse Anlass, während das unkorrelierte Rauschen der Elektronenvervielfacher nur zu zufälligen Koinzidenzen führt. Die gegenüber den Kohlenstoffsignalen viel grösseren Protonenimpulse werden in einer schnellen Begrenzungseinheit in der Höhe beschnitten, um die nachfolgende Elektronik zu schützen. Es erübrigt sich, die n-p-Streueignisse mit einer Antikoinzidenzanordnung zu unterdrücken, da der Szintillationsstreuer nur bei Streuwinkeln von mehr als 90° (Lab) verwendet wird, wo aus kinematischen Gründen keine an Protonen gestreute Neutronen in den Neutronendetektor gelangen können. Das Ausgangssignal der Koinzidenzstufe wird mit dem schnellen Signal des α -Detektors auf eine Koinzidenzeinheit gegeben, deren Ausgangssignal das Gate zum Zeit-Amplituden-Konverter öffnet.

Die schnellen Signale des Neutronen- und des α -Detektors werden aufgespalten und einer Einheit mit zwei Diskriminatoren (Pegel a und b) und einer schnellen Koinzidenz (Auflösungszeit $\pm 3,5$ ns) zugeführt. Wenn der im Rauschen liegende Pegel a überschritten wird, erscheint am Ausgang ein schnelles Signal a, welches die Zeitinformation trägt. Dieses Signal wird jedoch in der nachfolgenden Elektronik nur verarbeitet, wenn auch der zweite Ausgang ein Signal (a und b) liefert. Das geschieht dann, wenn innerhalb der Koinzidenzzeit sowohl der Pegel a wie auch der höhere Pegel b überschritten wird.

Bei der Anordnung mit dem Graphitstreuer fällt die Streuerinformation weg. Das Gate des Zeit-Amplituden-Konverters wird allein mit dem schnellen Signal des α -Detektors betätigt.



Figur 3: Blockschema der Elektronik, ausgezogene Linien stellen schnelle Signale dar, gestrichelte Linien langsame.

III. Messungen

III. 1 Messung der Neutronenpolarisation

Vor Beginn der Kohlenstoffmessungen wird in einem $\vec{n}$ - ^4He -Streuexperiment mit der Flugzeitmethode die Neutronenpolarisation gemessen und mit der Tensorpolarisation der Deuteronen verglichen. Es handelt sich um das gleiche Experiment, das Preiswerk ⁶⁾ beschreibt. Neutronen werden unter 113° (Lab) an Helium in einer Hochdruckszintillationskammer gestreut (Abstand Target - Kammer 11 cm) und in einem Plastiksintillator NE 102 detektiert (Abstand Streuer - Detektor 28 cm). Aus dem Streuphasensatz von Stammbach und Walter ⁷⁾ wird für die vorliegende Geometrie das mittlere Analysatorvermögen A der $\vec{n}$ - ^4He -Streuung berechnet. Für andere Streuphasensätze ⁸⁻¹⁰⁾ stimmen die berechneten Analysatorvermögen innerhalb von 2 % mit dem obigen überein.

Gemessen wird die Asymmetrie ϵ :

$$\epsilon = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad . \quad (1)$$

N_+ und N_- bedeuten die Anzahl gestreuter Neutronen, wenn der Vektor der Neutronenpolarisation $\vec{p}_y$ parallel resp. antiparallel zur Streunormalen liegt; diese ist durch den Vektor $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$ festgelegt (Madison-Konvention).

Es gilt

$$p_y = \frac{\epsilon}{A} \quad . \quad (2)$$

p_y hängt für die vorliegende Anordnung mit der Vektorpolarisation der Deuteronen p_z^d , nach Ohlsen ¹¹⁾ wie folgt zusammen:

$$p_y = p_z^d \quad . \quad (3)$$

Für den Schwachfeldübergang beträgt die theoretische Deuteronenpolarisation

$$p_z^{d, \text{theor}} = - \frac{2}{3} \quad . \quad (4)$$

Der Polarisationsgrad für einen beliebigen RF-Übergang sei der Quotient aus der tatsächlichen Polarisation p und der theoretisch erreichbaren Polarisation p_{th} ,

$$f = \frac{p}{p_{th}} . \quad (5)$$

Nimmt man an, dass f nur durch das Verhältnis der Anzahl Deuteronen im Atomstrahl zur Zahl der Deuteronen im Restgas bestimmt ist, nicht aber von der Art des Übergangs abhängt, so erwartet man für die Vektor- und die Tensorpolarisation der Deuteronen und wegen Gleichung 3) auch für die Neutronenpolarisation gleichen Polarisationsgrad.

Um die Gültigkeit dieser Annahme zu überprüfen, werden alternierend mit den Messungen der Neutronenpolarisation Messungen der Tensorpolarisation der Deuteronen in der Weise durchgeführt, wie sie Leemann ⁵⁾ beschreibt.

In Tabelle 1 sind die Resultate aufgeführt:

θ_{Lab}	A	ϵ	p_y	$f_{Neutr.pol.}$	$f_{Tensorpol.}$
113°	$0,904 \pm 0,027$	$0,435 \pm 0,012$	$0,481 \pm 0,021$	$0,722 \pm 0,031$	$0,747 \pm 0,004$

Tabelle 1: Resultate der Neutronenpolarisationsmessung

Innerhalb der Messgenauigkeit stimmen die Polarisationsgrade tatsächlich überein, ein Resultat, welches mit früheren Messungen beim Streuwinkel $\theta_{Lab} = 64^\circ$ in Einklang steht. Deshalb wurde während des Kohlenstoffexperimentes nur der Tensorpolarisationsgrad gemessen. Aus den Gleichungen 3), 4) und 5) wurde daraus die Neutronenpolarisation berechnet und mit einer Unsicherheit von 5 % versehen.

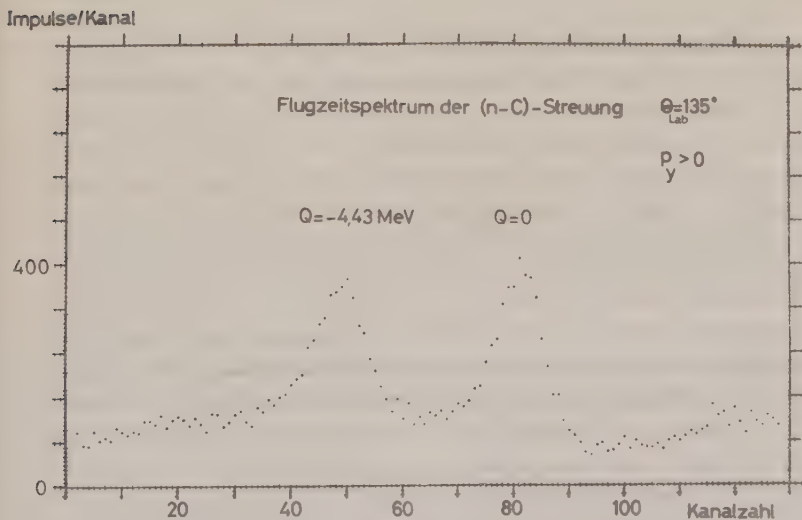
III. 2 Messung des Analysatorvermögens von Kohlenstoff

Mit der in Abschnitt II. 2 und II. 3 beschriebenen Streueranordnung und Elektronik wird für eine in beiden Polarisationsrichtungen gleiche Anzahl auf den Streukörper einfallender Neutronen je ein Flugzeitspektrum akkumuliert. Periodisch werden diese Messungen unterbrochen, damit für die Übergänge $3 \rightarrow 5$ und $3 \rightarrow 5/Schwachfeld$ der Tensorpola-

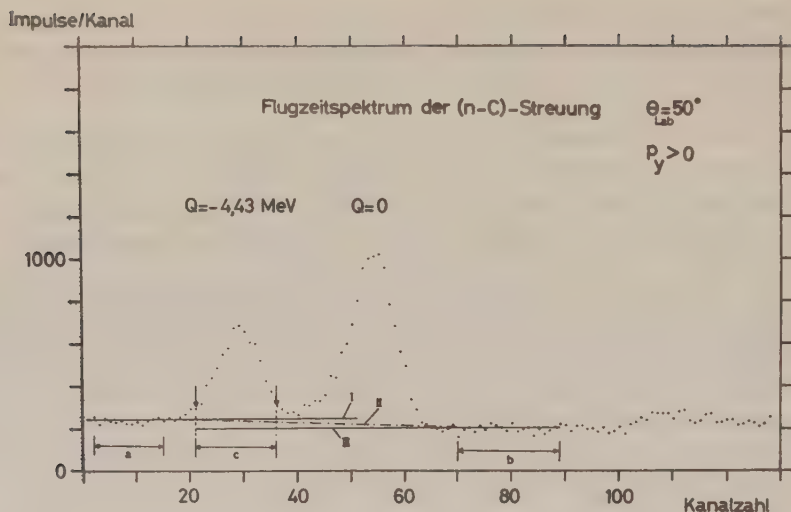
risationsgrad der Deuteronen bestimmt werden kann. Als Mass für den totalen Neutronenfluss wird die Zahl der α -Ereignisse gewählt, welche den untern Pegel des schnellen Diskriminators überschreiten.

Der Pegel im langsamen Neutronenkanal ist so gesetzt, dass das Verhältnis Effekt zu Untergrund im Flugzeitpeak möglichst gross wird. Dieser Pegel liegt so hoch, dass die zu höheren als zum 4,43-MeV-Niveau inelastisch gestreuten Neutronen nicht mehr detektiert werden können.

In den Figuren 4 und 5 ist je ein Spektrum von den beiden Streuertypen aufgezeichnet. Die Ereignisse sind nach abnehmender Flugzeit geordnet. Es handelt sich um Ausschnitte aus dem gesamten Spektrum; die γ -Spitze auf der rechten Seite ist deshalb nicht sichtbar. Die Kanalbreite beträgt 0,29 ns.



Figur 4: Flugzeitspektrum, $\theta = 135^\circ$, p_y positiv;
die Flugzeitachse verläuft von rechts nach links.



Figur 5: Flugzeitspektrum, $\theta = 50^\circ$, p_y positiv.

I, II, III: Verschiedene Annahmen über den Verlauf des Untergrundes.

Für die beiden Polarisationsrichtungen werden die unter dem Flugzeitpeak liegenden Ereignisse nach Abzug des Untergrundes gezählt. Nach Gleichung 1) wird daraus die Asymmetrie und nach 2) das Analysatorvermögen berechnet.

Der Untergrund steigt in den meisten Spektren vor dem inelastischen Peak leicht an. Das kommt daher, dass dem konstanten Untergrund, von zufälligen Koinzidenzen herrührend, ein breites Spektrum überlagert ist, das durch Streuung an der Decke und ev. durch Mehrfachstreuung zustande kommt. Bei Messungen mit dem Graphitstreuer kann der Verlauf des Untergrundes innerhalb der elastischen und der inelastischen Spitze durch ein zusätzliches Experiment abgeschätzt werden. Dazu wird ein Flugzeitspektrum ohne Streuer akkumuliert.

Allgemein werden bei der Auswertung verschiedene mögliche Untergrundverläufe in Rechnung gezogen.

Figur 5 zeigt ein Beispiel einer Auswertung für die inelastische Streuung. In den Bereichen a und b wird das Untergrundsmittel pro Kanal A resp. B gebildet. Im Bereich c wird auf drei Arten der Untergrund subtrahiert:

- I) Der Untergrund setzt sich mit dem Mittel A konstant in den Peak fort.
- II) Der Untergrund setzt sich mit dem Mittel B konstant in den Peak fort.
- III) Der Untergrund fällt im Bereich c linear vom Mittel A zum Mittel B ab.

Weiter wird auch die Breite des Bereiches c variiert. Aus der Streuung der verschiedenen resultierenden Asymmetriewerten kann die Unsicherheit der Untergrundssubtraktion abgeschätzt werden. In den extremen Fällen erreicht diese Unsicherheit die Grösse des statistischen Fehlers, meist ist sie jedoch kleiner. Als Asymmetrie ϵ ist in den Tabellen 2 und 3 der Mittelwert aus den verschiedenen, möglich erscheinenden Auswertungen eingetragen.

In Kolonne 4 der beiden Tabellen steht der Mittelwert des Betrages der Neutronenpolarisation $|p_y|$ während der entsprechenden Messung. p_y wird aus dem Polarisationsgrad f berechnet und dieser wird in der in Abschnitt III. 1 angegebenen Weise gemessen.

In der Kolonne 5 ist das resultierende Analysatorvermögen $A(\theta)$ aufgeführt. Im elastischen Fall ist dieses mit der Polarisation der gestreuten Neutronen $P(\theta)$ identisch, wenn das Experiment mit unpolarisierten Neutronen ausgeführt wird. Der angegebene Fehler des Analysatorvermögens setzt sich aus dem statistischen Fehler, der Unsicherheit der Neutronenpolarisation und der Unsicherheit der Untergrundssubtraktion zusammen.

Die totale Winkelverschmierung $\Delta\theta$ (FWHM) beträgt je nach Streuwinkel zwischen 9° und 11° . $\Delta\theta$ wird der theoretischen Streuwinkelverteilung entnommen, welche für die vorliegende Geometrie mittels eines Monte Carlo-Programmes gerechnet worden ist. Die aus der Winkelverschmierung zu erwartende Breite des elastischen und des inelastischen Flugzeitpeakes beträgt 2 resp. 3 Kanäle. Die wirkliche Breite von etwa 10 Kanälen wird hauptsächlich von der Elektronik erzeugt.

Die gemessene Polarisierung $P(\theta)$ der elastischen Streuung wird mit Hilfe des Monte Carlo-Programmes MULTPOL¹²⁾ bezüglich der endlichen Geometrie der Streuanordnung und bezüglich der Mehrfachstreuung korrigiert. Zur Korrektur der Mehrfachstreuung ist im allgemeinen die Kenntnis der Dreifachstreuparameter notwendig. Bei der Streuung an spinlosen Kernen reduziert sich diese Forderung auf die Kenntnis eines Parameters, des Spinrotationsparameters β . Wirkungsquerschnitt, Polarisierung und β sind nicht vollständig unabhängig voneinander. Das Programm berechnet β aus den Streuphasen, welche aus einer Analyse des Wirkungsquerschnittes und der Polarisierung gewonnen werden. Die Korrektur der Mehrfachstreuung beschränkt sich auf die Zweifach- und die Dreifachstreuung.

Es zeigt sich, dass für die meisten Messpunkte die Korrektur für die endliche Geometrie grösser ist als die Korrektur für die Mehrfachstreuung. Für diese ist erwartungsgemäss nur die zweite Streuung von Belang. Die Genauigkeit der Korrekturen wird auf 10 % geschätzt. Zu dieser Unsicherheit tragen der statistische Fehler der Monte Carlo-Rechnung, die Unsicherheit der verwendeten Streuquerschnitte und ihre Interpolation auf Zwischenenergien und die damit verbundene Unsicherheit von β bei. Die korrigierten Werte der Polarisierung $P_{\text{kor}}(\theta)$ sind in der letzten Kolonne der Tabelle 2 eingetragen.

θ_{Lab}	Streuer	ϵ	$ p_y $	$P(\theta)$	$P_{\text{kor}}(\theta)$
20°	Graphit	-0,092	0,463	-0,199±0,021	-0,175±0,022
35°	Graphit	-0,184	0,494	-0,373±0,023	-0,390±0,023
50°	Graphit	-0,311	0,489	-0,636±0,042	-0,735±0,043
60°	Graphit	-0,265	0,493	-0,538±0,046	-0,592±0,046
75°	Graphit	+0,001	0,493	+0,002±0,046	-0,001±0,046
90°	Graphit	-0,048	0,466	-0,103±0,041	-0,075±0,041
105°	NE-102	-0,120	0,490	-0,251±0,039	-0,288±0,039
120°	NE-102	-0,102	0,510	-0,200±0,035	-0,292±0,036
135°	NE-102	+0,132	0,505	+0,261±0,041	+0,201±0,041
150°	NE-102	+0,340	0,499	+0,682±0,085	+0,851±0,087

Tabelle 2: Resultate der elastischen Streuung an Kohlenstoff,
 $E_n = 14,2 \text{ MeV}$.

θ_{Lab}	Streutyp	ε	$ p_y $	$A(\theta)$
20°	Graphit	-0,078	0,463	-0,169 ± 0,046
35°	Graphit	-0,136	0,494	-0,275 ± 0,031
50°	Graphit	-0,216	0,489	-0,442 ± 0,041
60°	Graphit	-0,286	0,493	-0,580 ± 0,048
75°	Graphit	-0,210	0,493	-0,426 ± 0,054
90°	Graphit	-0,038	0,466	-0,082 ± 0,050
105°	NE-102	-0,003	0,490	-0,006 ± 0,068
120°	NE-102	+0,038	0,510	+0,075 ± 0,053
135°	NE-102	+0,171	0,505	+0,338 ± 0,049
150°	NE-102	+0,153	0,499	+0,307 ± 0,050

Tabelle 3: Resultate der inelastischen Streuung an Kohlenstoff,
 $Q = -4,43 \text{ MeV}$, $E_n = 14,2 \text{ MeV}$.

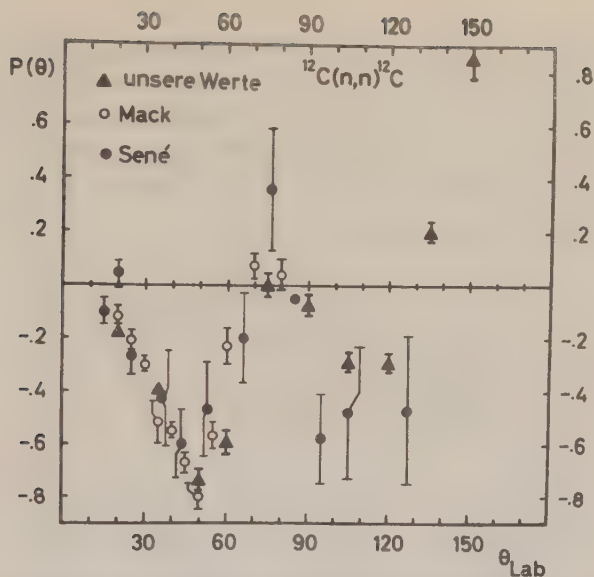
IV. Diskussion

Die in den Tabellen 2 und 3 angegebenen Fehler der Polarisierung resp. des Analysatorvermögens berücksichtigen die statistischen Fehler, die Unsicherheit der Neutronenpolarisation und die Unsicherheit der Untergrundssubtraktion. Wir sind der Meinung, dass ins Gewicht fallende systematische Fehler aufgrund instrumenteller Asymmetrien ausgeschlossen werden können. Mit der - ausser dem Streukörper - gleichen Anordnung wurde in einer früheren Arbeit ⁵⁾ das Analysatorvermögen der n-p-Streuung untersucht. Die gemessene Asymmetrie betrug dabei maximal 0,02. Allfällig vorhandene instrumentelle Asymmetrien sind demnach kleiner als dieser Wert.

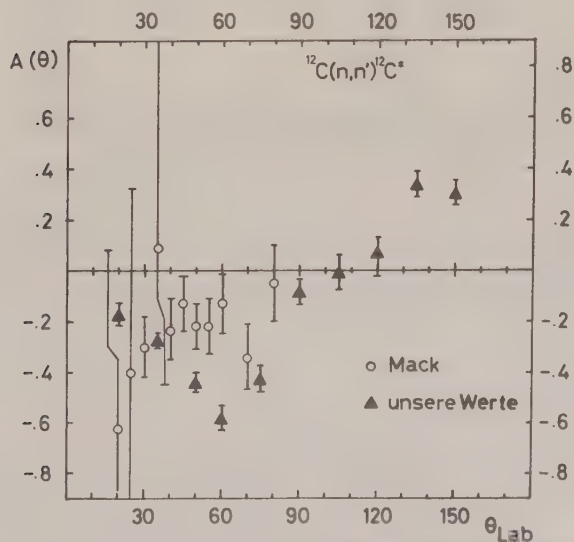
Die gemessenen Werte der Asymmetrie $A(\theta)$ der inelastischen Streuung können mit dem Programm MULTPOL nicht korrigiert werden. Da die Winkelverteilung $A(\theta)$ gegenüber der elastischen Winkelverteilung $P(\theta)$ einen glatteren Verlauf aufweist, darf man annehmen, dass die auf endliche Geometrie und Mehrfachstreuung korrigierten Werte von $A(\theta)$ kaum ausserhalb der Fehlerschranken der gemessenen Werte der Asymmetrie liegen würden.

In Figur 6 sind die Daten der elastischen Streuung von Mack ¹⁾ und von Sené ²⁾ mit unseren zusammen aufgetragen. Die Übereinstimmung mit den Messungen von Mack ist gut, während unsere Messungen bei Winkeln grösser als 70° von denen von Sené abweichen.

Figur 7 zeigt den Vergleich unserer inelastischen Messungen mit denen von Mack ¹⁾. Unsere Werte sind fast durchwegs grösser. Es gilt jedoch zu beachten, dass die Messungen von Mack bei einer Neutronenenergie von 15,85 MeV durchgeführt wurden. Analoge Messungen von Darriulat et al. ¹³⁾ mit Protonen bei den Energien $E_p = 16,5$ MeV und $E_p = 19$ MeV - diesen Messungen entsprechen Neutronenexperimente bei etwa 2,5 MeV niedriger Energie - zeigen, dass das Analysatorvermögen der inelastischen Streuung in diesem Energiebereich mit der Energie noch stark ändert; insbesondere wird es zwischen 20° und 80° beim Sprung von 16,5 MeV zu 19 MeV kleiner.

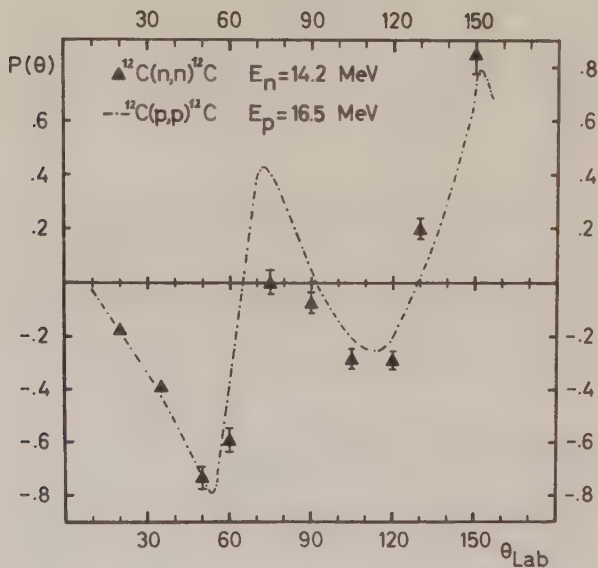


Figur 6: Elastische Streuung. Vergleich unserer Messungen ($E_n = 14,2$ MeV) mit denen von Mack et al. ($E_n = 15,85$ MeV) und denen von Sené et al. ($E_n = 14,1$ MeV).

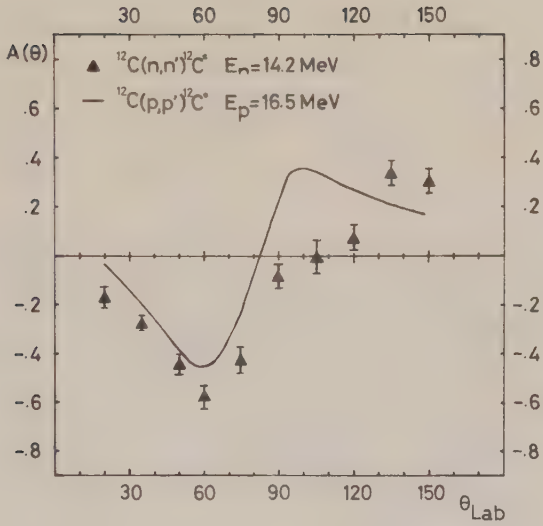


Figur 7: Inelastische Streuung. Vergleich unserer Messungen ($E_n = 14,2$ MeV) mit denen von Mack et al. ($E_n = 15,85$ MeV).

Unsere Resultate sind in den Figuren 8 und 9 mit den $^{12}\text{C}(\vec{p},p)^{12}\text{C}$ - und $^{12}\text{C}(\vec{p},p')^{12}\text{C}^*$ -Streudaten bei 16,5 MeV Protonenenergie von Darriulat aufgeführt. Elastische Neutronen- und Protonenstreuung stimmen, ausser zwischen 70° und 90° , gut überein. Im inelastischen Fall weichen die beiden Winkelverteilungen von etwa 90° an voneinander ab.



Figur 8: Elastische Streuung. Vergleich unserer Daten der Neutronenpolarisation ($E_n = 14,2$ MeV) mit Polarisationsmessungen von Darriulat et al. ($E_p = 16,5$ MeV).



Figur 9: Analysatorvermögen der inelastischen Streuung. Vergleich der Neutronenstreuung mit Protonenstreudaten von Darriulat et al. ($E_p = 16,5 \text{ MeV}$).

Wenn der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung gross ist, wie im Falle von ^{12}C , ist das ein Zeichen dafür, dass verschiedene Reaktionskanäle miteinander gekoppelt sind. Das tritt vor allem auf, wenn der Targetkern stark deformiert ist. Die Behandlung des Problems mit DWBA führt meistens nicht zum Ziel, weil die inelastische Streuung nicht mehr nur als Störung behandelt werden darf. Bessere Resultate liefern Rechnungen nach der Methode der gekoppelten Kanäle. Es werden nicht alle Reaktionskanäle pauschal durch den Absorptionsterm des optischen Potentials erfasst, sondern die totale Wellenfunktion wird nach den Wellenfunktionen des elastischen Kanals und einzelner ausgeprägter Kanäle entwickelt.

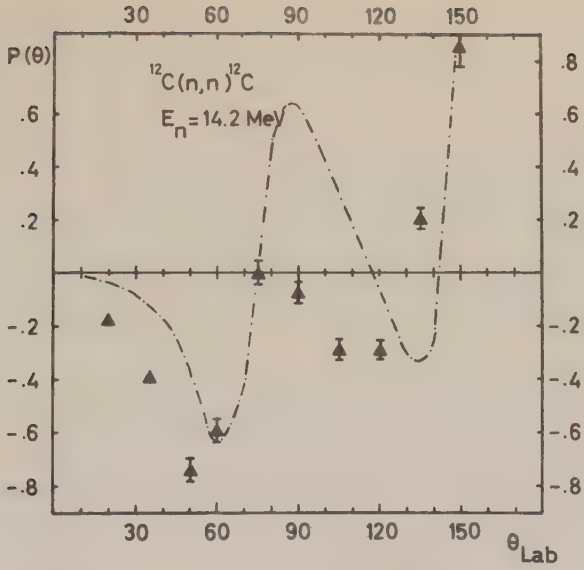
Nach dieser Methode haben Hodge und Tamura mit dem Programm JUPI-TER 1 unsere Winkelverteilungen des Analysatorvermögens zusammen mit den Wirkungsquerschnitten von Grin et al. ¹⁴⁾ ausgewertet, wobei sie den Grundzustand 0^+ mit dem ersten angeregten Zustand 2^+ koppelten. Sie benutzten folgende Parameter für das optische Potential:

$$\begin{array}{lll} V = 47 \text{ MeV} & W(\text{nur Oberfläche}) = 2,5 \text{ MeV} & V_{\text{so}} = 5,0 \text{ MeV} \\ a_v = 0,35 \text{ fm} & a_w = 0,2 \text{ fm} & a_{\text{so}} = 0,249 \text{ fm} \\ r_v = 1,25 \text{ fm} & r_w = 1,25 \text{ fm} & r_{\text{so}} = 0,85 \text{ fm} \end{array}$$

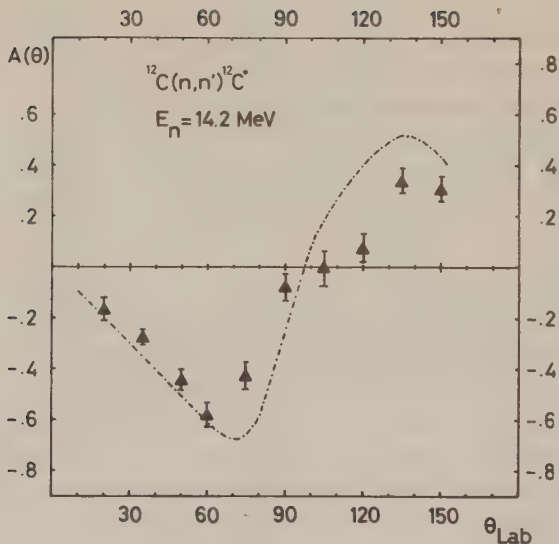
$$\text{Deformationsparameter } \beta_2 = -0,60$$

Mit Ausnahme der Randunschärfe a_{so} und des Radius r_{so} handelt es sich um dieselben Parameter, mit welchen Tamura in einer früheren Arbeit ¹⁵⁾ eine gute Anpassung der gerechneten Wirkungsquerschnitte an die Messdaten von Grin et al. erreicht hatte.

In den Figuren 10 und 11 sind unsere Messungen der Polarisierung und des Analysatorvermögens zusammen mit den Rechnungen von Tamura und Hodge aufgetragen.



Figur 10: Polarisation der elastischen Streuung. Unsere Messungen zusammen mit einer Coupled-Channel-Rechnung von Hodge und Tamura (strich-punktiert).



Figur 11: Analysatorvermögen der inelastischen Streuung. Unsere Messungen zusammen mit einer Coupled-Channel-Rechnung von Hodge und Tamura (strich-punktiert).

Unsere Rechnungen geben den Verlauf des Analysatorvermögens der inelastischen Streuung recht gut wieder, während die Übereinstimmung im elastischen Fall unbefriedigend ist. Sowohl eigene optische Modellrechnungen von Polarisierung und Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung wie auch die anderer Autoren ¹⁶⁾ fallen ähnlich ungenügend aus. Insbesondere weisen alle Rechnungen ein ausgeprägtes positives Maximum der Polarisierung um 90° auf. Es scheint, dass das optische Modell sich zur Beschreibung des ^{12}C -Kernes nicht eignet.

Literaturverzeichnis

- 1) G. Mack, Z. für Physik 212 (1968) p.365
und G. Mack et al., Proc. 3rd Symp. Polarization Phenomena,
Madison (1970) p.615
- 2) R. Sené et al., Proc. 3rd Symp. Polarization Phenomena, Madison
(1970) p.611
- 3) M.F. Steuer u. B.E. Wenzel, Bull. Am. Phys. Soc. 8 (1963) p.11
- 4) D.W. Bradberry u. M.F. Steuer, Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965)
p.261
- 5) B.T. Leemann, Dissertation 1973, wird publiziert
- 6) M. Preiswerk, Dissertation 1974, wird publiziert
- 7) Th. Stammbach u. R.L. Walter, Nucl. Phys. A180 (1972) p.225
- 8) B. Hoop u. H.H. Barschall, Nucl. Phys. 83 (1966) p.65
- 9) R.A. Arndt u. L.D. Roper, Phys. Rev. C (1970) p.903
- 10) G.R. Satchler et al., Nucl. Phys. A112 (1968) p.1
- 11) G.G. Ohlsen, Phys. Rev. 164 (1967) p.1268
- 12) O. Aspelund u. B. Gustafsson, Nucl. Instr. Meth. 57 (1967)
p.197
- 13) P. Darriulat et al., Proc. 2nd Symp. Polarization Phenomena,
Basel (1966) p.342
- 14) G.A. Grin et al., Helv. Phys. Acta 42 (1969) p.990
- 15) G.A. Grin et al., Phys. Lett. 25B (1967) p.387
- 16) H. Lesiecki et al., Contributed Papers to the 4th Symp. Polarization Phenomena, ETH Zürich (1975) p.E73

Ich danke

- meinen beiden Lehrern, Herrn Prof. Dr. R. Wagner und Herrn PD Dr. H. Rudin, für ihre Anleitung und Unterstützung beim Bau der Quelle und bei der Durchführung dieser Arbeit,
- meinen Kollegen Dr. P. Żuprański, Dr. M. Preiswerk und Dr. B.Th. Leemann für ihre Anregungen und ihre grosse Mithilfe, Herrn Dr. P. Żuprański besonders auch für die Korrekturrechnungen mit dem Programm MULTPOL,
- Herrn P. Brogle und Herrn G. Heidenreich für die stete Hilfsbereitschaft und die Mitarbeit bei der Lösung technischer Probleme,
- den Herren des Elektronik-Labors und der mechanischen Werkstatt für die Hilfe beim Aufbau der Apparatur,
- den Herren Dres. T. Tamura und W. Hodge von der University of Texas, Austin für die Rechnungen mit dem Programm JUPITER 1.

Der Schweizerische Nationalfonds ermöglichte diese Arbeit durch finanzielle Unterstützung.

Lebenslauf

Am 27. Juli 1944 wurde ich, Reto Casparis, gebürtig aus Thusis, Bergün, Fürstenau und Scharans (GR), als Sohn von Hans Casparis, Metzger (gestorben 1965), und der Margrith, geb. Lüdi (gestorben 1973) in Strengelbach (AG) geboren. An diesem Ort besuchte ich die Primarschule, in Zofingen die vierjährige Bezirksschule. In den Jahren 1960 - 64 durchlief ich die Literarabteilung der Kantonsschule Aarau und erlangte 1964 die Matur, Typus B. Bevor ich 1965 mit dem Physikstudium an der Universität Basel begann, arbeitete ich während eines Jahres als Assistent am Lichtklimatischen Observatorium in Arosa. 1968 bestand ich das Vordiplom mit Chemie als Nebenfach, 1970 das Diplomexamen in Experimentalphysik. Die Diplomarbeit unter der Leitung von PD Dr. H. Rudin bestand in der Messung der Geschwindigkeitsverteilung eines Atomstrahles mittels Flugzeitmethode. 1971 trat ich in die Arbeitsgruppe der Herren Prof. Dr. R. Wagner und PD Dr. H. Rudin ein, welche im Begriffe war, eine Atomstrahlquelle für polarisierte Deuteronen aufzubauen. An dieser Maschine führte ich die vorliegende Arbeit unter Anleitung von Prof. Wagner aus. Nebenher wirkte ich noch kurze Zeit bei Prof. Dr. P. Huber, nach seinem Tode während drei Jahren bei Prof. Dr. H.R. Striebel als Vorlesungsassistent in der Anfängervorlesung für Experimentalphysik.

Im Laufe meines Studiums waren folgende Herren meine Lehrer:

In Physik:	K. Alder, E. Baldinger, E. Baumgartner, W. Czaja, P. Diehl, F. Grün, P. Huber, E. Miescher, H. Rudin, J.X. Saladin, P. Scherrer, F. Seiler, H.R. Striebel, R. Wagner.
In Mathematik:	M. Eichler, W. Habicht, H. Huber, H. Kappus, B. Scarpellini.
In Chemie:	H. Erlenmeyer, S. Fallab, F. Kaden, C. Tamm.

